

УДК 628.112

РАСЧЕТ ПУЛЬСАЦИЙ ПРОДУКТОВ ХИМИЧЕСКОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ ГАЗОИМПУЛЬСНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ ФИЛЬТРОВ СКВАЖИН

Канд. техн. наук, доц. ИВАШЕЧКИН В. В., ДОБРИЯН Г. К.

Белорусский национальный технический университет

Импульсный способ регенерации фильтров водозаборных скважин на основе водород-кислородной газовой смеси (ВКГС) заключается в использовании энергии, выделяющейся при горении или детонации водорода [1].

Для эффективного разрушения кольматирующих образований [2] необходимо назначить такие размеры рабочей камеры, степень заполнения ее энергоносителем, чтобы импульс фазы сжатия и разряжения волны гидро-

динамического давления $J = \int_0^t p(t) dt$ был максимальным и достигалась

высокая скорость гидропотока. Решение поставленной задачи требует определения характера пульсаций продуктов взрыва в рабочей камере скважинного устройства во времени в зависимости от условий возбуждения взрыва.

Модель процесса пульсаций продуктов взрыва в рабочей камере скважинного устройства построена при следующих допущениях: 1) фильтр скважины является закольматированным; 2) жидкость в скважине несжимаемая, а стенки скважины абсолютно жесткие; 3) потери напора на трение по длине и от местных сопротивлений пропорциональны квадрату мгновенной скорости; 4) в качестве параметров исходного состояния продуктов горения ВКГС принимаем давление продуктов взрыва $p_{\text{взр.г}} = 10p_0$ [1], где p_0 – абсолютное давление газовой смеси перед взрывом; 5) для назначения параметров исходного состояния продуктов детонации используем гипотезу «мгновенной» детонации [3], в соответствии с которой исходная газовая смесь к началу расширения мгновенно превращается в газообразные продукты с некоторым средним и равным по всему объему давлением $p_{\text{взр.д}} = 9,8p_0$; 6) дальнейшее расширение продуктов подчиняется адиабатическому закону и имеет вид $p_{\text{взр}} V_{\text{о.п}}^n = p V^n$, где $p_{\text{взр}}$ определяется в соответствии

с п. 4, 5; $V_{o.n}$ – начальный объем паровой полости; p, V – текущие значения давления и объема паровой полости; n – коэффициент адиабаты продуктов: $n_r = 1,17$ – для горения, $n_d = 1,21$ – для детонации.

Расчетная схема процесса пульсаций продуктов взрывного химического превращения при традиционной схеме обработки показана на рис. 1. Площади сечений камеры и скважины соответственно равны ω_1 и ω_2 , их соотношение $\omega_1/\omega_2 = f$. Рабочая камера частично заполнена ВКГС и жестко закреплена вместе с отражателем относительно стенок скважины на глубине H . Длина рабочей камеры – l .

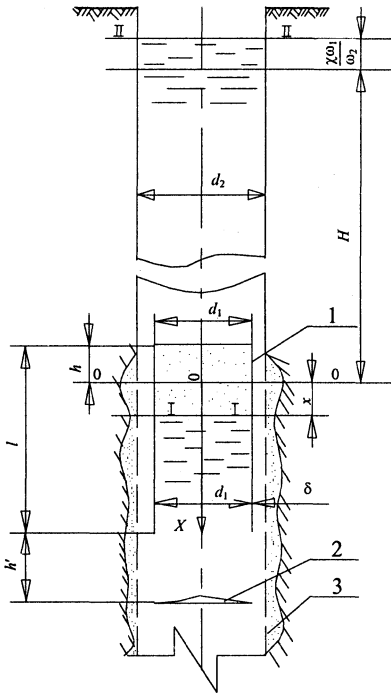


Рис. 1. Расчетная схема: 1 – рабочая камера; 2 – отражатель; 3 – скважина

Пусть в объеме газовой смеси высотой h произошло взрывное химическое превращение, например детонация. В жидкости начинает распространяться ударная волна, вызванная падением детонационной волны на границу раздела газ – вода в рабочей камере. Из-за кратковременности действия (длительность порядка нескольких микросекунд) она не вызывает смещения границы раздела [4]. После излучения ударной волны продукты взрыва приобретают одинаковое по всему объему давление $P_{взр.д}$. С этого момента продукты взрыва расширяются, вытесняя «водяной поршень» (жидкость, находящуюся в рабочей камере) через кольцевой зазор между камерой и стенкой фильтра.

При указанных допущениях характер неустановившегося движения жидкости в рабочей камере и стволе скважины может быть описан следующим дифференциальным уравнением, полученным из 2-го закона Ньютона, в проекции на ось скважины:

$$\sum_1^3 m_i a_i = P - \sum R - \sum F, \quad (1)$$

где $\sum_1^3 m_i a_i$ – суммарная сила инерции жидкости; P – сила давления на «водяной поршень» со стороны продуктов взрыва; $\sum R$ – равнодействующая сил сопротивления; $\sum F$ – равнодействующая сил тяжести и внешнего давления.

Суммарная сила инерции может быть представлена в виде суммы сил инерции жидкости в цилиндре $F_{ин.1}$, жидкости в кольцевом зазоре $F_{ин.2}$ и столба жидкости в стволе скважины $F_{ин.3}$. Выражения для сил инерции,

приведенные к ускорению жидкости в цилиндре $\frac{d^2x}{dt^2}$, имеют следующий вид:

$$F_{ин.1} = \rho\omega_1(l - h + h' - x)\frac{d^2x}{dt^2}; \quad (2)$$

$$F_{ин.2} = \rho\omega_1 l \frac{d^2x}{dt^2}; \quad (3)$$

$$F_{ин.3} = \rho\omega_1(H - h + fx)\frac{d^2x}{dt^2}. \quad (4)$$

Силу давления со стороны продуктов взрыва будем искать по выражению

$$P = p\omega_1,$$

где p – текущее давление в продуктах взрыва согласно п. 6 допущений.

Окончательно

$$P = p_{взр} h^n (h + x)^{-n} \omega_1 = k p_0 h^n \omega_1 (h + x)^{-n}, \quad (5)$$

где k – степень возрастания давления после взрыва, $k_r = 10$ – для горения, $k_d = 9,8$ – для детонации.

Равнодействующая сил сопротивления движению жидкости может быть определена как сумма гидравлических потерь энергии на местных сопротивлениях и по длине

$$\sum R = \rho g \omega_1 (h_{n1} + h_{n2}), \quad (6)$$

где h_{n1} – потери напора на участке между границей газ – жидкость в рабочей камере и кольцевым зазором; h_{n2} – потери напора в кольцевом зазоре и стволе скважины.

Потери напора h_{n1} обусловлены трением жидкости о стенки камеры и кольцевым поворотом на угол 180°

$$h_{n1} = \left[\lambda_1 \frac{(l - h - x)}{d_1} + \zeta_{к.п} \right] \frac{1}{2g} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2,$$

где λ_1 – коэффициент гидравлического трения жидкости в камере, определяемый по формуле Шиффринсона $\lambda_1 = 0,11 \left(\frac{\Delta_1}{d_1} \right)^{0,25}$ для квадратичной области сопротивления; $\zeta_{к.п}$ – коэффициент сопротивления кольцевого поворота на угол 180° [5]; Δ_1 – эквивалентная шероховатость стенок камеры.

Потери напора h_{n2}

$$h_{n2} = \left[\zeta_{к.з} + \lambda_2 \frac{(H - h + fx)}{d_2} \right] \frac{f^2}{2g} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2,$$

где $\zeta_{к.3}$ – коэффициент сопротивления кольцевого зазора, $\zeta_{к.3} = k_n \lambda_2 \frac{l}{d_2}$ [6]; λ_2 – коэффициент гидравлического трения стенок фильтра шероховатостью Δ_2 , $\lambda_2 = 0,11 \left(\frac{\Delta_2}{d_2} \right)^{0,25}$; k_n – поправочный коэффициент.

Окончательно равнодействующая сил сопротивления равна

$$\sum R = \frac{\rho \omega_1}{2} \left[\lambda_1 \frac{(l-h-x)}{d_1} + \zeta_{к.п} + \zeta_{к.3} f^2 + \lambda_2 \frac{(H-h+fx)}{d_2} f^2 \right] \left(\frac{dx}{dt} \right)^2.$$

Равнодействующая сил тяжести и внешнего давления может быть найдена по выражению

$$\sum F = \rho g W = \rho g \omega_1 \left[H + x + fx + \frac{P_a}{\rho g} \right], \quad (7)$$

где W – объем тела давления над границей раздела газ – жидкость в рабочей камере.

Окончательно имеем

$$\begin{aligned} & [H + 2(l-h) + h' + (f-1)x] \frac{d^2 x}{dt^2} - \frac{k p_0}{\rho} h^n (h+x)^{-n} + \\ & + \left[\lambda_1 \frac{(l-h-x)}{d_1} + \zeta_{к.п} + \zeta_{к.3} f^2 + \lambda_2 \frac{(H-h+fx)}{d_2} f^2 \right] \times \\ & \times \frac{1}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + g[H + x(f+1)] + \frac{P_a}{\rho} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

После группирования получаем дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + ax \frac{d^2 x}{dt^2} + b \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + cx \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + dx + g(h+x)^{-n} + m = 0, \quad (9)$$

$$a = \frac{A}{E}; \quad b = \frac{B}{E}; \quad c = \frac{C}{E}; \quad d = \frac{D}{E}; \quad g = \frac{G}{E}; \quad m = \frac{M}{E};$$

$$E = [H + 2(l-h) + h']; \quad A = f - 1; \quad B = \frac{1}{2} \left(\zeta_{к.п} + f^2 \zeta_{к.3} + \lambda_1 \frac{l-h}{d_1} + \lambda_2 \frac{H-h}{d_2} f^2 \right);$$

$$C = \frac{1}{2} \left(\lambda_2 \frac{f^3}{d} - \frac{\lambda_1}{d_1} \right); \quad G = -\frac{k p_0}{\rho} h^n; \quad D = g(f+1); \quad M = gH + \frac{P_a}{\rho}.$$

Начальные условия:

$$t = 0; \quad x = 0; \quad \frac{dx}{dt} = 0. \quad (10)$$

Уравнение (9) описывает процесс расширения и схлопывания продуктов взрыва. Оно – нелинейное с постоянными коэффициентами. Сделаем замену:

$$Z = \frac{dx}{dt}; \quad \frac{dZ}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2},$$

уравнение (9) можно записать в виде системы дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dZ}{dt} = -\frac{1}{1+ax} [(b+cx)Z^2 + dx + g(h+x)^{-n} + m]; \\ \frac{dx}{dt} = Z, \end{cases} \quad (11)$$

решение которой найдено численными методами (Рунге – Кутта).

Решение получено в виде кривых $x = f(t)$; $p - p_0 = f(t)$; $v = f(t)$; $v = f(x)$ в рабочей камере при различных исходных данных.

Задачу определения максимальной скорости гидропотока v_{\max} в камере можно решить аналитически. Для этого, используя выражение (8), найдем изменение скорости гидропотока в рабочей камере на стадии разгона потока от 0 до v_{\max} в функции координаты x при следующих допущениях: 1) потери напора рассчитываем по скорости v_y , полученной из уравнения Д. Бернулли, на случай установившегося движения на данном перемещении x ; 2) учитывая малые величины перемещения x на стадии разгона потока по сравнению с глубиной скважины H , пренебрегаем x в расчете длин участков при определении сил инерции и потерь напора.

С учетом допущений имеем

$$\begin{aligned} [H + 2(l-h) + h'] \frac{d^2x}{dt^2} - \frac{kp_0}{\rho} h^n (h+x)^{-n} + \left[\lambda_1 \frac{l-h}{d_1} + \lambda_2 \frac{H-h}{d_2} f^2 + \zeta_{\text{к.п}} + \right. \\ \left. + \zeta_{\text{к.з}} f^2 \right] \frac{v_y^2}{2} + g[H + x(f+1)] + \frac{p_a}{\rho} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Введем обозначения:

$$L = [H + 2(l-h) + h']; \quad \zeta_{\text{сист}} = \lambda_1 \frac{l-h}{d_1} + \lambda_2 \frac{H-h}{d_2} f^2 + \zeta_{\text{к.п}} + \zeta_{\text{к.з}} f^2;$$

$$v = \frac{dx}{dt}; \quad \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = v \frac{dv}{dx}.$$

Получим

$$v \frac{dv}{dx} = \frac{kp_0}{\rho L} h^n (h+x)^{-n} - \frac{\zeta_{\text{сист}}}{2L} v_y^2 - \frac{gH}{L} - \frac{p_a}{\rho L} - \frac{gx(f+1)}{L}. \quad (13)$$

Разделив переменные и проинтегрировав левую и правую части, получим

$$\frac{1}{2} v^2 = \frac{kp_0 h^n}{\rho L (h+x)^{n-1} (1-n)} - \frac{\zeta_{\text{сист}}}{2L} x v_y^2 - \frac{g(f+1)x^2}{2L} - \frac{gH}{L} x - \frac{p_a}{\rho L} x + C.$$

Постоянную интегрирования найдем из начальных условий при $x = 0$ и $v = 0$

$$C = \frac{kp_0 h}{\rho L(n-1)}.$$

После подстановки запишем

$$v = \sqrt{\frac{1}{L} \left\{ \frac{2kp_0 h}{\rho(n-1)} \left[1 - \left(\frac{h}{h+x} \right)^{n-1} \right] - \zeta_{\text{сист}} v_y^2 x - g(f+1)x^2 - gHx - \frac{p_a}{\rho} x \right\}}. \quad (14)$$

Скорость установившегося движения v_y определим из уравнения Д. Бернулли, записанного для сечений I-I и II-II относительно горизонтальной плоскости 0-0, проходящей через начало отсчета:

$$-x + \frac{kp_0}{\rho g} \left(\frac{h}{h+x} \right)^n + \frac{v_y^2}{2g} = H + fx + \frac{p_a}{\rho g} + \frac{v_y^2}{2g} f^2 + \zeta_{\text{сист}} \frac{v_y^2}{2g}.$$

Откуда

$$v_y = \varphi \sqrt{2g \left\{ \frac{kp_0}{\rho g} \left(\frac{h}{h+x} \right)^n - \left[H + \frac{p_a}{\rho g} + (1+f)x \right] \right\}}, \quad (15)$$

$$\text{где } \varphi = \sqrt{\frac{1}{\zeta_{\text{сист}} + f^2 - 1}}.$$

Этап расширения продуктов взрыва $\left(\frac{dv}{dx} > 0 \right)$ заканчивается достижением скорости в камере $v = v_{\text{max}}$ при $x = x_1$. Тогда v_{max} можно определить из выражения (13), приравняв $\frac{dv}{dx}$ к нулю:

$$v_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2}{\zeta_{\text{сист}}} \left[\frac{kp_0 h^n}{\rho(h+x_1)^n} - gH - \frac{p_a}{\rho} - g(f+1)x_1 \right]}. \quad (16)$$

При этом x_1 можно найти, решив выражение (16) совместно с выражением (14), записанным для $x = x_1$:

$$v_{\text{max}} = \sqrt{\frac{1}{L} \left\{ \frac{2kp_0 h}{\rho(n-1)} \left[1 - \left(\frac{h}{h+x_1} \right)^{n-1} \right] - \zeta_{\text{сист}} v_{\text{max}}^2 x_1 - x_1 \left[\frac{p_a}{\rho} + gH + g(f+1)x_1 \right] \right\}}. \quad (17)$$

В связи с тем, что x_1 в конечном виде не выражается, задачу определения максимальной скорости гидропотока v_{max} решают из системы уравнений (16) и (17).

Результаты расчетов процесса пульсаций продуктов взрыва при традиционной схеме обработки показали, что процесс пульсаций парогазового пузыря состоит из периода расширения, который включает три этапа: разгон гидропотока от $v = 0$ до v_{max} ; квазиравномерное движение со скоростью $v \approx v_{\text{max}}$; торможение гидропотока от v_{max} до 0. Далее следует период схло-

пывания пузыря под действием сил внешнего давления, который усиливается конденсацией водяных паров и сопровождается имплозией.

Следовательно, основными декольматирующими факторами (помимо ударной волны при детонации продуктов взрыва) являются: гидропоток, гидродинамическое давление, имплозия.

Гидродинамическое давление возрастает пропорционально глубине скважины и убывает в процессе расширения пузыря в рабочей камере по экспоненциальному закону до значения p_{\min} в момент остановки пузыря. По мере схлопывания продуктов взрыва гидродинамическое давление снова возрастает и появляется второй пик давления, величина которого зависит от степени конденсации водяных паров и потерь напора при движении жидкости.

Гидропоток характеризуется ускорением $\frac{dv}{dt}$, которое на стадии разгона положительно, и инерционный напор имеет тот же знак, что и потери напора. На стадии торможения $\frac{dv}{dt}$ отрицательно, и здесь высвобождается некоторое количество кинетической энергии.

Анализ (17) показывает, что v_{\max} пропорциональна $\sqrt{\frac{p_0}{\rho}}$ и обратно пропорциональна \sqrt{L} и $\sqrt{\zeta_{\text{сист}}}$. Следовательно, путями увеличения скорости гидропотока v_{\max} являются уменьшение инерционных потерь, пропорциональных \sqrt{L} , и потерь напора $\sqrt{\zeta_{\text{сист}}}$, а также увеличение p_0 , которое можно обеспечить, например, доливом воды в скважину.

Расчеты скорости гидропотока в рабочей камере $v = f(t)$; $v = f(x)$ проводились при разных глубинах скважины $H = 20; 40; 60$ м при следующих данных: $d_1 = 105$ мм; $d_2 = 150$ мм; $l = 1000$ мм; $h = 200$ мм; $h' = \frac{d_1}{4} = 26$ мм; $n = 1,17$; $\Delta_1 = 0,1$ мм; $\Delta_2 = 0,4$ мм; $\zeta_{\text{к.п}} = 0,3$ (при $h'/d_1 = 0,25$ и $f = 0,8$) [5]; $\zeta_{\text{к.з}} = 0,33$ (при $k_{\text{п}} = 1,06$) [5].

Результаты расчетов показали, что v_{\max} практически не возрастает с увеличением глубины H от 20 до 60 м и составляет 7...8 м/с, хотя давление взрыва увеличивается более чем в два раза. Это объясняется тем, что при традиционной схеме регенерации взрывная камера через кольцевой зазор сообщается со столбом жидкости в скважине, продукты взрыва совершают работу по поднятию этого столба и преодолению потерь напора и инерционных потерь при этом поднятии. Хотя основное назначение обработки заключается в создании растягивающих напряжений в стенках закольматированного фильтра и удалении разрушенных кольматирующих отложений из его отверстий и прифилтровой зоны.

Эти две задачи предлагается решать посредством двух последовательных технологических схем обработки. Первая технологическая схема предусматривает ограничение зоны обработки пакерами и воздействие на фильтр в замкнутом объеме, так чтобы энергия взрыва максимально

трансформировалась в энергию деформации стенок закольматированного фильтра. Вторая технологическая схема предусматривает усиление энергии гидротока и создание имплозии в зоне обработки за счет установки ниже рабочей камеры специального воздушного колпака. При этом рабочая камера будет отделена от лежащего выше столба пакером. Это позволит направить жидкость после удара о стенку фильтра прямо в воздушный колпак. Кинетическая энергия струи при этом возрастет в несколько раз из-за малых инерционных потерь. Степень расширения пузыря также возрастет, что увеличит КПД импульса, повысит степень конденсации продуктов взрыва и имплозионное воздействие на разрушенные кольматирующие отложения.

ВЫВОДЫ

1. Получено уравнение неустановившегося движения жидкости в закольматированной скважине при традиционной схеме газоимпульсной регенерации фильтра. Составлена программа решения уравнения методом Рунге – Кутты.

2. Предложено аналитическое решение уравнения в части определения максимальной скорости гидротока v_{\max} в зоне обработки.

3. На основе анализа результатов расчетов выявлены недостатки традиционной газоимпульсной технологии регенерации фильтров, предложены усовершенствованные технологические схемы обработок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивашечкин В. В., Козлов Д. А., Сабатах Б. В. Использование водорода в качестве энергоносителя в аппаратах для очистки фильтровых труб скважин / Энергетика. (Известия высш. учеб. заведений СССР) – 1984. – № 10. – С. 118–122.
2. Ходаков Г. С. Физика измельчения. – М.: Наука, 1972. – 307 с.
3. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
4. Балашканд М. И., Ловля С. А. Источники возбуждения упругих волн при сейсморазведке на акваториях. – М.: Недра, 1977. – 150 с.
5. Идельчик И. Е., Гинзбург Я. Л. Гидравлическое сопротивление кольцевых поворотов на 180° // Теплоэнергетика. – 1968. – № 4.
6. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – 2-е изд., доп. – М.: Машиностроение, 1975. – 559 с.

Представлена кафедрой
гидравлики

Поступила 24.09.2003